

La jonction métal ferromagnétique / semi-conducteur pour la détection de spin

De nombreuses expériences de physique atomique, de physique du solide ou de physique des hautes énergies sont basées sur la production, la manipulation et la détection de la polarisation de spin d'un faisceau d'électrons libres. Depuis la première mesure de photoémission résolue en spin,¹ beaucoup d'efforts ont été réalisés pour améliorer les performances des sources d'électrons polarisés et des détecteurs de spin. Le problème de l'obtention de sources à très haute polarisation est aujourd'hui quasiment résolu, notamment par la mise au point de photocathodes en semi-conducteurs à base de couches minces contraintes ou de superréseaux.^{2,3} En revanche, la recherche d'un détecteur de spin de grande efficacité, pouvant mesurer les différentes composantes cartésiennes de la polarisation, reste d'actualité. L'objectif de ce quatrième chapitre est d'évaluer les potentialités des jonctions Fe / GaAs pour la détection de spin. Après avoir introduit les notions indispensables de polarimétrie, nous décrivons dans un premier temps, les techniques usuelles de mesure de polarisation. Nous proposons alors, dans une deuxième partie, la jonction Schottky Pd₅₀Fe₃₅ étudiée au Chapitre III comme alternative aux polarimètres traditionnels. Enfin, nous discutons l'importance de poursuivre les études de transport sur les multicouches minces magnétiques, et en particulier, sur les systèmes hybrides métal ferromagnétique / semi-conducteur pour la réalisation de détecteurs de spin compacts et performants.

¹ G. Busch, M. Campagna, P. Cotti and H. C. Siegmann, *Observation of electron polarization in photoemission*, Phys. Rev. Lett. **22**, 597 (1969).

² T. Maruyama, E. L. Garwin, R. Prepost, G. H. Zapalac, J. S. Smith and J. D. Walker, *Observation of strain-enhanced electron-spin polarization in photoemission from InGaAs*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2376 (1991).

³ T. Otori, Y. Kurihara, T. Nakanishi, H. Aoyagi, T. Baba, T. Furuya, K. Itoga, M. Mizuta, S. Nakamura, Y. Takeuchi, M. Tsubata and M. Yoshioka, *Large enhancement of polarization observed by extracted electrons from the AlGaAs-GaAs superlattice*, Phys. Rev. Lett. **67**, 3294 (1991).

IV. 1 Mesure de la polarisation de spin d'un faisceau d'électrons libres

En 1921, Stern et Gerlach ont mis en évidence pour la première fois la quantification du moment magnétique d'un électron gravitant autour d'un noyau. Dans leur expérience, un jet d'atomes d'argent traverse une région de l'espace où règne un champ magnétique intense et inhomogène. Ce jet se sépare alors en deux faisceaux d'égale intensité selon l'orientation de spin de l'électron de valence non apparié. On peut dès lors éliminer un de ces deux faisceaux pour n'en obtenir plus qu'un, totalement polarisé de spin, d'intensité moitié. L'appareil de Stern et Gerlach est donc similaire à un polariseur en optique. Cependant, l'existence de la charge électronique, associée au principe d'incertitude, empêchent l'extension de cette technique aux faisceaux d'électrons.⁴

IV. 1. 1 Notions de polarimétrie

Aucune méthode directe, c'est-à-dire de type Stern et Gerlach, ne permet de sélectionner ou d'analyser une composante de la polarisation de spin d'un faisceau d'électrons. Tous les détecteurs de spin électronique réalisés jusqu'à présent reposent, d'une manière ou d'une autre, sur l'interaction d'échange ou le couplage spin-orbite.⁵ Le faisceau d'électrons de polarisation inconnue est alors injecté sur une cible "sélective en spin", et la polarisation est obtenue en mesurant l'asymétrie de l'intensité détectée après l'interaction du faisceau incident avec la cible, soit entre deux états magnétiques du détecteur (interaction d'échange), soit entre deux directions symétriques de diffusion (couplage spin-orbite).

Pour caractériser l'efficacité d'un polarimètre, deux grandeurs sont utilisées : sa fonction de Sherman S , quantité comprise entre 0 et 1, qui détermine le pouvoir de discrimination en spin du détecteur, et sa figure de mérite F , quantité également comprise entre 0 et 1, qui traduit l'incertitude sur la mesure de polarisation. Bien sûr, d'autres paramètres interviennent dans cette caractérisation, comme la calibration du détecteur, l'importance des asymétries parasites, ou l'influence des conditions expérimentales (préparation de la cible, énergie ou angle d'incidence du faisceau d'électrons). Ces avantages

⁴ J. Kessler, *Polarized electrons*, seconde édition, Springer-Verlag, Berlin, 1985.

⁵ J. Kirschner, *Sources and detectors for polarized electrons*, in *Polarized electrons in surface physics*, édité par R. Feder, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, Singapour, chapitre 5, 245 (1985).

et inconvénients devant être examinés au cas par cas, on cherchera plus généralement à étudier les deux fonctions S et F pour comparer deux détecteurs.

Rappelons que l'asymétrie A du courant détecté après l'interaction du faisceau incident avec la cible sélective en spin, est définie comme le rapport $A = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$ où I^+ et I^- sont les courants obtenus dans les deux configurations de mesure. L'asymétrie A est directement proportionnelle à la fonction de Sherman S du détecteur et à la polarisation P_0 du faisceau d'électrons incidents : $A = S.P_0$.⁴ En fait, S est l'asymétrie que l'on mesurerait pour un faisceau incident de polarisation 100%. Remarquons que S est également la polarisation acquise par un faisceau d'électrons initialement non polarisé après son interaction avec la cible sélective en spin. La fonction de Sherman étant une caractéristique intrinsèque du polarimètre, l'incertitude δP_0 sur l'estimation de la polarisation initiale est proportionnelle à l'incertitude δA sur la mesure de l'asymétrie. Généralement, la précision de la mesure est limitée par la statistique de comptage des électrons, car la nature granulaire du courant électrique produit une source de bruit appelée bruit de grenaille ou "shot noise". Ce bruit est lié aux fluctuations de courant associées aux fluctuations du flux des porteurs de charge dans un circuit. Cet effet est purement probabilistique et suppose que le passage d'une charge au travers une section donnée d'un circuit électrique est statistiquement indépendant du passage des autres charges. On montre que l'écart quadratique moyen de ces fluctuations de courant se met sous la forme $2eI\Delta\nu$ où e est la valeur absolue de la charge de l'électron, I le courant moyen que l'on détecte et $\Delta\nu$ la bande passante de la mesure. Le courant I présente donc des fluctuations assimilables à un bruit blanc. Pour un courant de 10 pA, ces fluctuations sont de l'ordre de 0,2 pA dans une bande passante de 10 kHz.

Dans le cas où le bruit de grenaille est le bruit limitant la mesure, on montre, pour un faisceau incident d'intensité I_E de polarisation P_0 , que l'incertitude δP_0 s'écrit :⁴

$$\delta P_0 = \sqrt{\frac{2e\Delta\nu}{\gamma I_E S^2} (1 - A^2)} \quad \text{Eq. IV. 1.}$$

avec $\gamma = I_C / I_E$ où I_C est le courant mesuré après l'interaction du faisceau incident avec la cible sélective en spin. En pratique, $A^2 \ll 1$ et

$$\delta P_0 \approx \sqrt{\frac{2e\Delta\nu}{\gamma I_E S^2}} \quad \text{Eq. IV. 2.}$$

Insistons sur le fait que cette relation est valable tant que les fluctuations du courant détecté sont proportionnelles à $\sqrt{I_C}$. Pour minimiser δP_0 il faut par conséquent optimiser la quantité $F = S^2 \gamma$ qui intervient au dénominateur de l'équation IV. 2. La quantité F , qui est la figure de mérite du détecteur, dépend de la sélectivité en spin S du détecteur et de son efficacité de collection γ . Pour les différents polarimètres existants, la fonction de Sherman S étant de 0,1 à 0,4 et l'efficacité de collection (ou de diffusion) γ étant de 10^{-4} à 10^{-2} , les figures de mérite sont actuellement comprises entre quelques 10^{-6} et 10^{-4} .⁶

IV. 1. 2 Les principaux polarimètres

Les techniques généralement utilisées dans les mesures de polarisation de spin se classent en trois catégories : la polarimétrie de Mott, la diffraction dépendant du spin d'électrons lents, et les détecteurs à absorption.

IV. 1. 2. 1 Le polarimètre de Mott

Le principe de fonctionnement d'un polarimètre de Mott consiste à envoyer le faisceau d'électrons de polarisation inconnue en incidence normale, sur une feuille mince d'or portée à haute tension (typiquement 100 kV), et à détecter les électrons élastiques retro-diffusés dans deux directions, symétriques par rapport à la direction du faisceau incident (Figure IV. 1). Au potentiel coulombien ressenti par les électrons au voisinage de la surface d'or, s'ajoute le potentiel lié au couplage spin-orbite, et la section efficace de diffusion σ devient dépendante du spin. Néanmoins, σ et l'asymétrie de la section efficace pour les deux directions de spin sont très dépendantes de l'angle de diffusion θ , de sorte qu'en pratique, le choix de θ est un compromis entre intensité et sélectivité en spin (l'angle souvent choisi est $\theta = 120^\circ$). Deux détecteurs sont placés dans les directions θ et $-\theta$ et permettent de mesurer les courants I^θ et $I^{-\theta}$. L'asymétrie de comptage $(I^\theta - I^{-\theta})/(I^\theta + I^{-\theta})$ donne alors le produit $S.P_0$. Si la fonction de Sherman est connue, l'asymétrie des intensités mesurées sur les deux compteurs donne P_0 . La détermination de S pose le problème de la calibration. Le détecteur de Mott ne peut pas être calibré expérimentalement puisqu'il est difficile, voire impossible, d'avoir une source

⁶ G. Ghiringhelli, K. Larsson and N. B. Brookes, *High-efficiency spin-resolved and spin-integrated electron detection: parallel mounting on a hemispherical analyzer*, Rev. Sci. Instrum. **70**, 4225 (1999).

d'électrons de polarisation connue précisément. En pratique, les asymétries mesurées sont extrapolées à épaisseur nulle de la feuille d'or, pour se ramener à la fonction de Sherman théorique, calculable numériquement.

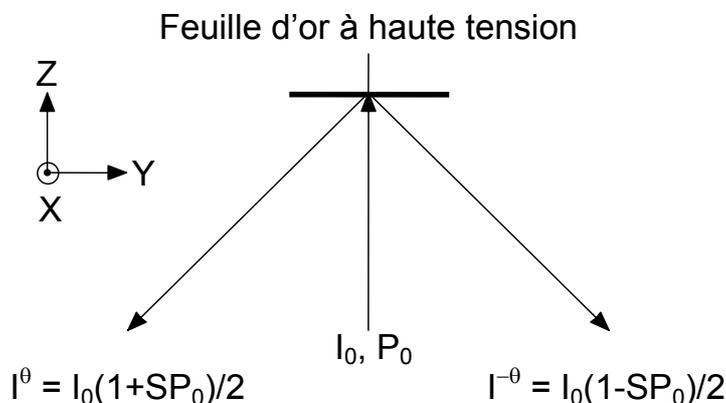


Figure IV. 1 : Schéma de principe de la diffusion de Mott. Les trajectoires des différents faisceaux d'électrons sont représentées par des flèches. La polarisation incidente P_0 est ici dans la direction x, normale au plan de diffusion. Puisque l'interaction spin-orbite dépend du produit scalaire $\vec{l} \cdot \vec{s}$, les deux composantes transverses (P_0^X, P_0^Y) de la polarisation incidente peuvent être déterminées, si on dispose de 2 couples de compteurs. Sur la figure, seule la composante suivant x peut être mesurée.

La fonction de Sherman des polarimètres de Mott est typiquement de l'ordre de 0,2 à 0,4 et l'efficacité de diffusion est comprise entre 10^{-4} et 10^{-3} . La figure de mérite est, dans le meilleur des cas, de 10^{-4} . Ce détecteur est actuellement le plus performant. Par ailleurs, un détecteur de Mott traditionnel est un appareil volumineux (environ 1 m^3) en raison des précautions imposées par l'application de hautes tensions. Cet encombrement rend difficile l'adaptation d'un polarimètre de Mott aux mesures standards de spectroscopies électroniques. Aussi, beaucoup d'efforts ont été faits pour diminuer la tension de fonctionnement et la taille des polarimètres. De nouvelles générations de détecteurs de Mott ont vu le jour,^{7,8} mais leur utilisation reste encore très lourde, et par là même restreinte.

⁷ G. C. Burnett, T. J. Monroe and F. B. Dunning, *High-efficiency retarding-potential Mott polarization analyzer*, Rev. Sci. Instrum. **65**, 1893 (1994).

⁸ S. Quiao, A. Kimura, A. Harasawa, M. Sawada, J.-G. Chung and A. Kakizaki, *A new compact electron spin polarimeter with a high efficiency*, Rev. Sci. Instrum. **68**, 4390 (1997).

IV. 1. 2. 2 Diffraction dépendant du spin d'électrons de basse énergie

Un faisceau d'électrons, focalisé en incidence normale sur une surface cristalline, est diffracté. Les intensités diffractées dans les directions équivalentes du réseau réciproque sont en général égales. Cependant, lorsque le potentiel d'interaction avec la surface est dépendant du spin, cette dégénérescence d'intensité est levée et la diffraction d'un faisceau incident polarisé de spin produit une asymétrie d'intensité entre les directions équivalentes. Le principe du détecteur SPLEED (Spin-Polarized Low-Energy Electron Diffraction) est d'utiliser cette différence d'intensité pour mesurer la polarisation de spin d'un faisceau d'électrons libres. Les détecteurs SPLEED fonctionnent aussi bien pour des surfaces ferromagnétiques (interaction d'échange) que pour des surfaces non magnétiques de forte masse atomique (couplage spin-orbite).

Pour des raisons pratiques, le détecteur utilisé est souvent un monocristal de tungstène, métal de transition non magnétique et réfractaire. La mesure d'asymétrie est similaire à celle d'un polarimètre de Mott : une paire de détecteurs permet de compter les électrons diffractés dans deux directions symétriques. Notons cependant qu'un SPLEED doit être préalablement calibré au moyen d'une source de polarisation connue. Comme le détecteur de Mott, il permet de détecter les deux composantes transverses de la polarisation incidente si l'on dispose de deux paires de détecteurs.

Le polarimètre SPLEED associe un encombrement similaire aux nouvelles générations de détecteur de Mott à une efficacité raisonnable.⁵ Il opère à relativement basse énergie puisque les électrons injectés ont une énergie de l'ordre de la centaine d'eV. Cependant, son utilisation routinière reste délicate dans la mesure où la surface du monocristal doit être exempte de toute contamination et doit être régulièrement régénérée. Pour obtenir des mesures reproductibles, un monocristal de tungstène, dans une enceinte à ultra-vide où règne une pression résiduelle inférieure à 10^{-10} Torr, doit être chauffé à 2500 degrés Celsius toutes les 15 à 30 minutes. De plus, les effets dépendant du spin sont extrêmement sensibles à l'angle d'incidence du faisceau injecté et il est nécessaire de calibrer périodiquement le détecteur.

IV. 1. 2. 3 Le détecteur à absorption

Lorsqu'un solide conducteur est excité par un faisceau d'électrons énergétiques, le courant d'électrons secondaires réémis par la surface peut être de même intensité que le courant incident. En d'autres termes, il existe une énergie E^* des électrons incidents pour laquelle le courant absorbé par le solide est rigoureusement nul.⁹ Cette énergie particulière dépend de plusieurs paramètres comme la nature du matériau, l'angle d'incidence, la rugosité de surface, le travail de sortie du solide ou le potentiel au voisinage de l'anode. Généralement, E^* est de l'ordre de quelques dizaines d'eV pour les métaux.¹⁰

Si le solide est ferromagnétique et que le faisceau d'électrons incidents est polarisé de spin, la valeur de l'énergie E^* dépend de l'orientation relative de l'aimantation de la cible et de la polarisation P_0 des électrons incidents.¹¹ Cet effet est dû à l'interaction d'échange dans la diffusion élastique des électrons incidents par le métal ferromagnétique. Un phénomène similaire a également été observé pour des anodes non magnétiques (comme l'or ou le tungstène) lorsque la direction du faisceau incident n'est pas normale à la surface. Dans ce cas, le couplage spin-orbite induit une variation de l'énergie d'annulation pour des électrons polarisés dans la direction perpendiculaire au plan d'incidence (Figure IV. 2).^{12,13}

⁹ Cette situation est analogue aux effets observés dans les jonctions Schottky du Chapitre III. Insistons sur le fait que E^* est défini comme l'énergie à laquelle le courant absorbé par la cible est nul lorsque le faisceau incident est non polarisé de spin.

¹⁰ En réalité, il existe deux énergies E^* . La première est de l'ordre de 100 eV et vient de l'augmentation du taux d'émission secondaire avec l'énergie incidente. La deuxième apparaît pour des énergies d'injection de plusieurs keV du fait que les électrons secondaires sont générés de plus en plus profondément dans le solide et que la fraction d'entre eux qui ont suffisamment d'énergie pour franchir la barrière du vide diminue.

¹¹ H. C. Siegmann, D. T. Pierce and R. J. Celotta, *Spin-dependent absorption of electrons in a ferromagnetic metal*, Phys. Rev. Lett. **46**, 452 (1981).

¹² M. Erbudak and N. Müller, *An efficient low-energy electron-spin-polarization analyzer*, Appl. Phys. Lett. **38**, 575 (1981).

¹³ R. J. Celotta, D. T. Pierce, H. C. Siegmann and J. Unguris, *An electron spin polarization detector: spin-dependent absorption of a polarized electron beam*, Appl. Phys. Lett. **38**, 577 (1981).

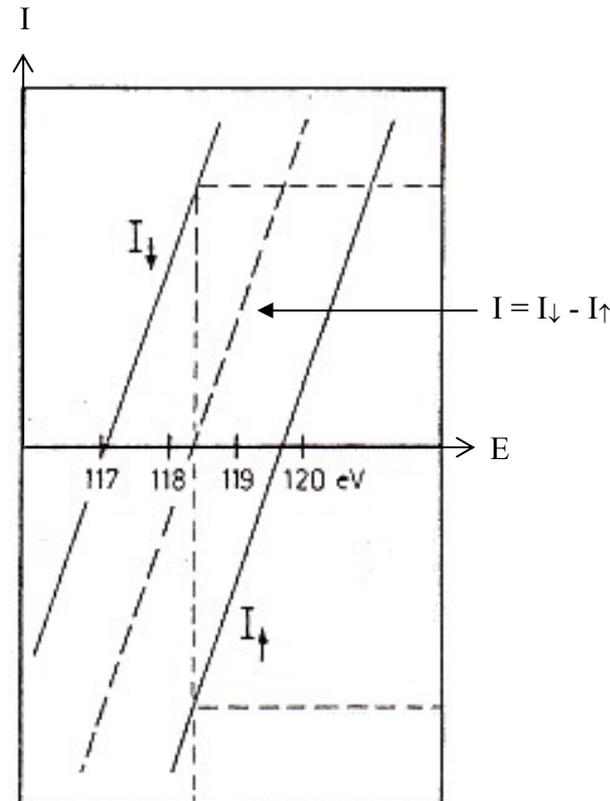


Figure IV. 2 : D'après la référence 12. Courant absorbé par une cible d'or sous injection d'un faisceau d'électrons d'énergie $E^* \approx 118,4$ eV et pour un angle d'incidence de 60° . Lorsque le courant incident n'est pas polarisé de spin, $I = 0$. S'il est polarisé, perpendiculairement au plan d'incidence, le courant absorbé est non nul et différent pour les deux orientations de spin.

L'écart au zéro du courant absorbé à E^* (de l'ordre de 1% en général) est directement proportionnel à la polarisation de spin du faisceau incident, et permet, après calibration du détecteur, de déterminer la composante transverse de P_0 perpendiculaire au plan d'incidence. Contrairement au polarimètre de Mott et au SPLEED, l'incertitude sur la mesure de la polarisation est ici fixée par les fluctuations du courant incident et par la statistique d'émission d'électrons secondaires. Pierce et al. ont montré que la figure de mérite d'un tel détecteur se met sous la forme $F = (1 / 2\eta^2) (I_C / I_E)^2$ où $I_C = I_\downarrow$ ou I_\uparrow et η^2 est la variance de la statistique d'émission d'électrons secondaires.¹⁴ Les meilleures figures de mérite reportées sont, comme pour la détection de Mott et le SPLEED, de l'ordre de 10^{-4} .¹⁵

¹⁴ D. T. Pierce, S. M. Girvin, J. Unguris and R. J. Celotta, *Absorbed current electron spin polarization detector*, Rev. Sci. Instrum. **52**, 1437 (1981).

¹⁵ Les figures de mérite obtenues ne sont pas meilleures que pour un Mott ou un LEED car, si le courant absorbé est nul, il est la différence de deux courants intenses, l'un étant le courant incident, l'autre étant le courant réfléchi. De fait, le bruit généré dans le métal est important.

Le détecteur à absorption est compact et fonctionne pour des énergies typiques de 100 eV. En pratique, l'énergie E^* est très sensible à l'état de surface de la cible, contaminée par le gaz résiduel de l'enceinte. Par conséquent, des conditions d'ultra-vide sont absolument requises et la calibration doit être répétée périodiquement comme pour le SPLEED. De plus, E^* dépend crucialement de la configuration du potentiel au voisinage de l'anode, de sorte que son utilisation en routine est rendue difficile. Enfin, puisque le mode de comptage n'est pas possible (détection analogique), ce détecteur est mal adapté à l'étude de faisceaux peu "intenses".

IV. 1. 3 Les couches ultra-minces ferromagnétiques

L'effet de filtre à spin observé dans les couches minces ferromagnétiques est une alternative aux méthodes de mesure de polarisation de spin présentées précédemment. En terme de fonction de Sherman et de figure de mérite, les meilleurs résultats obtenus sur les feuilles or / cobalt césiiées donnent $S = 0,6$ et $F > 10^{-4}$. La sélectivité en spin des filtres à spin est 2 à 3 fois plus importante que les fonctions de Sherman mesurées généralement, et la figure de mérite est une des plus grandes jamais rapportées.¹⁶ Outre leur haut pouvoir d'analyse, les couches minces ferromagnétiques ne dépendent pas de conditions particulières de fonctionnement.¹⁷ Mais si l'abaissement du niveau du vide de la face d'entrée de la multicouche reste stable plusieurs semaines, les procédures pour régénérer en césium la surface rendent difficile l'utilisation courante des couches minces magnétiques en polarimétrie. On préférera donc travailler avec des surfaces non césiiées, et la figure de mérite est alors de l'ordre de 10^{-5} , valeur inférieure de seulement un ordre de grandeur par rapport aux meilleurs détecteurs existants.

Selon les besoins de l'expérience, le faisceau transmis peut être collecté par une cage de Faraday, par des galettes micro-canaux ou des multiplicateurs d'électrons (channeltron). La mesure de l'asymétrie peut ainsi être obtenue de manière analogique ou par comptage d'électrons. Des systèmes ingénieux ont été proposés par Schönhense et Siegmann pour

¹⁶ H.-J. Drouhin, A. Van der Sluijs, Y. Lasailly and G. Lampel *Spin-dependent transmission of free electrons through ultrathin cobalt layer (invited)*, J. Appl. Phys. **79**, 4734 (1996).

¹⁷ A. Van der Sluijs, H.-J. Drouhin, G. Lampel, Y. Lasailly and C. Marlière, *Spin-dependent electron transmission through ultra-thin magnetic layers: towards highly discriminative, compact spin detectors*, C. R. Acad. Sci. Paris, 753 (1994).

optimiser le niveau de signal.¹⁸ D'autre part, les filtres à spin présentent l'avantage de constituer, dans le cas de bicouche ferromagnétique, un détecteur auto-calibré qui ne nécessite pas l'emploi d'une source de polarisation connue ou d'une mesure préalable dans un détecteur de Mott.¹⁹ Malgré tous les avantages, les performances et les possibilités d'évolution des systèmes à couches minces magnétiques auto-suspendues, aucun détecteur basé sur le principe de filtre à spin n'a été développé à ce jour.

¹⁸ G. Schönhense and H. C. Siegmann, *Transmission of electrons through ferromagnetic material and applications to detection of electron spin polarization*, Ann. Physik **2**, 465 (1993).

¹⁹ C. Cacho, Y. Lassailly, H.-J. Drouhin, G. Lampel and J. Peretti, *Spin filtering of free electrons by magnetic multilayers: towards an efficient self-calibrated spin polarimeter*, Phys. Rev. Lett. **88**, 066601 (2002).

IV. 2 La jonction Schottky magnétique comme détecteur de spin

L'effet de filtre à spin dans les couches ferromagnétiques permet de déterminer la composante de la polarisation d'un faisceau d'électrons libres, dans la direction de l'aimantation. Les forts effets de transmission dépendant du spin observés à haute énergie dans les jonctions Schottky Fe / GaAs ouvrent des perspectives nouvelles pour la détection de polarisation. L'objectif de cette partie est d'étudier la jonction Pd₅₀Fe₃₅ du Chapitre III du point de vue de la détection de spin.

IV. 2. 1 Caractéristiques du détecteur

Il est difficile de comparer la jonction Schottky aux autres polarimètres tant les conditions de mesure sont différentes. Dans notre cas, les contributions au bruit total de la statistique de comptage, de la jonction, et du bruit propre de la chaîne de détection se superposent, rendant plus complexe l'estimation de l'incertitude δP_0 . Néanmoins, il est possible de traiter séparément les performances de la jonction Schottky en tant que détecteur de spin et l'optimisation de la chaîne de mesure.

IV. 2. 1. 1 Fonction de Sherman

Dans les expériences de transmission, l'asymétrie de courant transmis est définie comme le rapport $A = (I_C^+ - I_C^-) / (I_C^+ + I_C^-) = \Delta T / 2T$ lorsque la polarisation de spin du faisceau incident est changée de $+P_0$ et $-P_0$, pour une direction fixée de l'aimantation. Cette définition est équivalente à l'asymétrie de courant créée par le retournement de l'aimantation, pour un signe donné de la polarisation. La Figure IV. 3 représente la variation de la fonction de Sherman $S = A / P_0$ avec l'énergie d'injection pour la jonction Schottky Pd₅₀Fe₃₅.

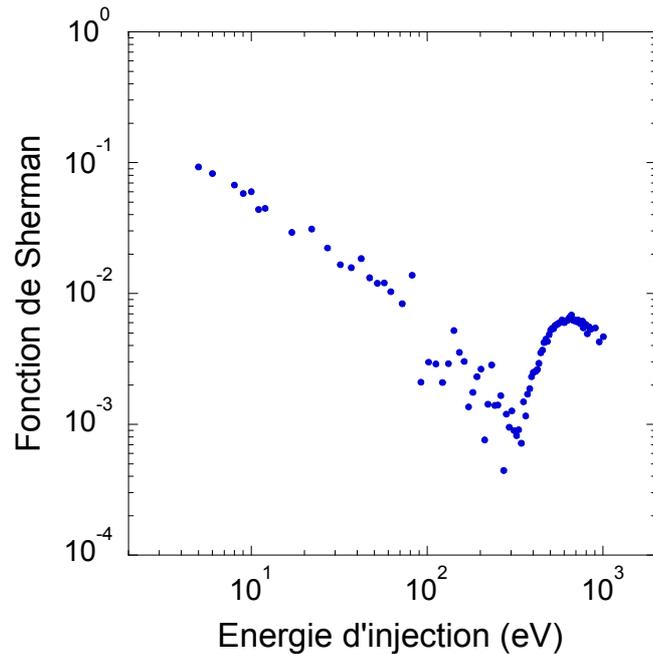


Figure IV. 3 : Fonction de Sherman de la jonction en fonction de l'énergie d'injection E_p .

Par définition, S est proportionnelle à l'asymétrie de courant transmis.

A basse énergie, S atteint des valeurs de l'ordre de 0,2 comparables à celles des meilleurs polarimètres. Puis, lorsque l'énergie des électrons incidents croît jusqu'à 350 eV, S décroît sur deux ordres de grandeur. Au-delà de 350 eV d'énergie d'injection, S augmente de nouveau sur un ordre de grandeur pour dépasser 10^{-2} . Il semble donc que les conditions les plus favorables pour la détection de spin soient obtenues à faible énergie d'injection. Cependant, il est important de constater que, si S ne vaut que 10^{-2} à haute énergie, la transmission T et sa dépendance en spin ΔT sont grandes. En fait, S exprime la sélectivité en spin du détecteur, mais la précision sur la mesure, c'est-à-dire le rapport signal à bruit, est donnée en première analyse par la figure de mérite F . Nous allons maintenant discuter de l'incertitude sur la mesure de la polarisation, et nous allons analyser comment interviennent les différentes quantités S , F et T sur cette incertitude et sur les conditions de mesure.

IV. 2. 1. 2 Incertitude sur la mesure de P_0

Puisque l'incertitude δP_0 sur la mesure de la polarisation est directement proportionnelle à l'incertitude δA sur la mesure de l'asymétrie ($\delta P_0 = \delta A / S$), le calcul de δP_0 passe inévitablement par la connaissance des différentes sources de bruit en courant qui interviennent dans notre mesure. Notre cas a ceci de spécifique que la mesure du courant

transmis se fait de façon analogique au travers d'une jonction d'impédance finie. On s'attend donc à ce que δP_0 s'écarte notablement de l'incertitude sur la polarisation que l'on peut rencontrer dans un détecteur de Mott par exemple où la mesure est effectuée par comptage d'électrons, c'est-à-dire au travers d'un amplificateur quasi-parfait d'impédance infinie.

a) Bruit de grenaille dans la jonction Schottky

Nous avons mentionné dans la section IV. 1. 1 que tout courant I_C présente des fluctuations assimilables à un bruit blanc en raison de la nature granulaire du courant électrique. Le bruit associé à ses fluctuations se met sous la forme $\sqrt{2e\Delta\nu I_C}$. Dans un détecteur de Mott, $I_C = \gamma I_E$ où γ est l'efficacité de diffusion, et l'incertitude sur la polarisation est donnée par la relation IV. 2. En réalité, cette équation n'est valable que sous l'hypothèse $\gamma \ll 1$, ce qui est le cas de tous les détecteurs utilisés jusqu'à présent. La jonction Schottky a en revanche cette particularité de posséder un gain plus grand que 1 quand l'énergie d'injection devient supérieure à E^* . Le bruit du courant mesuré dans le semi-conducteur ne varie donc plus en $\sqrt{2e\Delta\nu I_C}$ où $I_C = T \times I_E$. En effet, en ne considérant que le bruit du courant collecté, cette approximation néglige le bruit grenaille du courant incident I_E qui est multiplié par le gain du système. Tant que ce gain est petit devant l'unité, le bruit effectivement détecté vient, au premier ordre, du bruit de grenaille des électrons collectés. Si ce gain devient comparable ou supérieur à 1, le bruit en courant δI_C dans le semi-conducteur s'écrit :

$$(\delta I_C)^2 = 2e\Delta\nu T I_E + T^2 2e\Delta\nu I_E \quad \text{Eq. IV. 3.}$$

b) Bruit de jonction

Lorsqu'un courant passe dans une jonction Schottky, le dispositif n'est plus à l'équilibre thermodynamique et il n'y a aucune raison pour que le bruit généré soit le bruit thermique de la résistance de la jonction. Dans le cas d'une jonction polarisée, on montre que le bruit en courant s'écrit $\sqrt{2\Delta\nu k_B \tau (R_0^{-1} + R_d^{-1})}$ où R_d est la résistance dynamique de la jonction pour une tension de polarisation V et R_0 est la valeur de R_d pour $V = 0$.²⁰ Notons que si $R_d = R_0$, on retrouve le bruit thermique, et la jonction Schottky est alors équivalente du point de vue du bruit à une résistance R_0 . Dans le cas particulier de nos mesures, le courant I_E

²⁰ I. Solomon, communication privée.

injecté depuis le vide est typiquement de 100 nA et la résistance d'accès de la couche métallique est de l'ordre de quelques Ohms. La tension de polarisation de la jonction est donc de quelques centaines de nanovolts, et il est raisonnable de considérer que $R_d = R_0$. En ajoutant le bruit thermique de la jonction au bruit précédent, l'équation IV. 3 devient :

$$(\delta I_C)^2 = 2e\Delta v T I_E + T^2 2e\Delta v I_E + \frac{4k_B \tau \Delta v}{R_0} \quad \text{Eq. IV. 4.}$$

c) Bruit de la chaîne de détection

Nous avons vu dans le Chapitre II que les amplificateurs opérationnels qui composent nos picoampèremètres sont caractérisés par un bruit en tension δv exprimé en $\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, et par un bruit en courant δi exprimé en $\text{fA}/\sqrt{\text{Hz}}$. On peut donc inclure l'impact "minimal" de la chaîne de détection sur le bruit en courant δI_C en ajoutant deux termes à l'expression IV. 4 de sorte que :

$$(\delta I_C)^2 = 2e\Delta v T I_E + T^2 2e\Delta v I_E + \frac{4k_B \tau \Delta v}{R_0} + (\delta i)^2 \Delta v + \frac{(\delta v)^2 \Delta v}{R_0^2} \quad \text{Eq. IV. 5.}$$

En réalité, l'impact de la chaîne de détection est très certainement supérieur à ce qui est décrit dans l'équation IV. 5 par les termes en $(\delta i)^2$ et $(\delta v)^2$ car les picoampèremètres sont composés d'un grand nombre de composants électroniques, et ne peuvent pas être réduits à un unique amplificateur opérationnel.

d) Expression de δP_0

De l'équation IV. 5, on déduit l'expression de l'incertitude sur la mesure de la polarisation :²¹

$$\delta P_0 \approx \sqrt{\frac{2e\Delta v}{T I_E S^2} \left(1 + 2T + \frac{4k_B \tau}{e R_0 T I_E} + \frac{(\delta i)^2}{e T I_E} + \frac{(\delta v)^2}{e T I_E R_0^2} \right)} \quad \text{Eq. IV. 6.}$$

Qui se met aussi sous la forme :

$$\delta P_0 \approx \sqrt{\frac{(1+2T)}{T S^2}} \sqrt{\frac{2e\Delta v}{I_E}} \sqrt{\left[1 + \frac{4k_B \tau}{e R_0 T I_E (1+2T)} + \frac{(\delta i)^2}{e T I_E (1+2T)} + \frac{(\delta v)^2}{e T I_E R_0^2 (1+2T)} \right]} \quad \text{Eq. IV. 7.}$$

Cette formulation de δP_0 se compose de trois facteurs :

²¹ Voir l'Annexe 3 pour le détail du calcul.

- le premier facteur fait apparaître l'expression générale de la figure de mérite $F = TS^2 / (1 + 2T)$ qui est une quantité intrinsèque du détecteur et qui caractérise le phénomène physique à l'origine de la sélectivité en spin,
- les conditions de travail (choix de la bande passante $\Delta\nu$, intensité I_E du courant incident) qui sont indépendantes du détecteur et qui sont exprimées dans le terme $\sqrt{2e\Delta\nu/I_E}$,
- la mesure qui est caractéristique du mode de fonctionnement du détecteur (analogique / comptage, absorption / diffusion) et que l'on retrouve dans le terme entre crochets de l'équation IV. 7. Ce terme est toujours supérieur à 1 et traduit l'écart au cas limite où seul le bruit de grenaille est à considérer (c'est le cas par exemple des détecteurs fonctionnant en mode de comptage).

IV. 2. 1. 3 Figure de mérite

La figure de mérite F étant isolée dans l'expression de δP_0 , elle peut être comparée à celle des autres polarimètres. Il est clair que si T est largement inférieure à 1, F s'écrit TS^2 comme pour la plupart des polarimètres. Mais lorsque T n'est plus négligeable devant 1, $F = TS^2 / (1 + 2T)$. La variation de F avec E_p est tracée sur la Figure IV. 4 à partir des valeurs de T et de ΔT que nous avons mesurées pour la jonction $Pd_{50}Fe_{35}$ et sachant que $P_0 = 25\%$. La figure de mérite d'un polarimètre de Mott usuel ayant une fonction de Sherman $S_M = 0,2$ et une efficacité de collection $\gamma = 10^{-3}$ ($F = 4.10^{-5}$) est représentée en pointillés. A basse énergie d'injection, F décroît quand E_p augmente car la fonction de Sherman décroît rapidement. Pour une énergie d'injection égale au travail de sortie de la couche de palladium, F est de l'ordre de 10^{-6} , alors que F n'est plus que de 10^{-8} environ à 200 eV. En revanche, lorsque E_p devient supérieur à 350 eV, la figure de mérite se met à augmenter sur trois ordres de grandeur pour atteindre une valeur de 5.10^{-5} à 750 eV. Elle est alors supérieure à la figure de mérite du polarimètre de Mott considéré. Pour $E_p > 750$ eV, le terme $1+2T$ est plus grand que 1, et F décroît de nouveau. L'optimum de la figure de mérite à 750 eV met en évidence l'intérêt de travailler à haute énergie d'injection, bien que la fonction de Sherman soit relativement faible. Dans ces conditions, la jonction Schottky constitue un détecteur de spin dont les performances intrinsèques sont très bonnes.

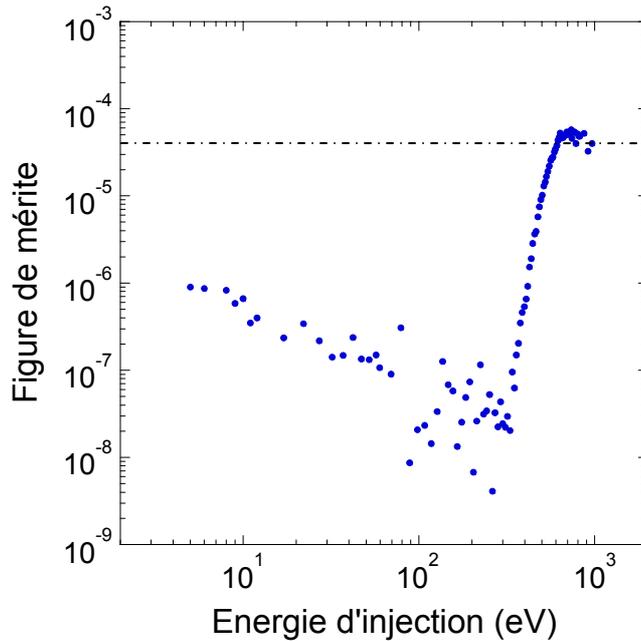


Figure IV. 4 : Figure de mérite F en fonction de l'énergie d'injection en échelle logarithmique. Le trait en pointillé correspond à la valeur de la figure de mérite d'un détecteur de Mott usuel dont la fonction de Sherman est $S_M = 0,2$ et l'efficacité de collection est $\gamma = 10^{-3}$ ($F = 4.10^{-5}$). Nos mesures expérimentales montrent qu'à "haute" énergie d'injection la figure de mérite de la jonction Schottky est comparable à celle d'un détecteur de Mott.

IV. 2. 2 Fonctionnement du détecteur à l'énergie d'injection E^*

Sur la Figure IV. 5 sont à nouveau tracées les variations de la transmission et de sa dépendance en spin observées dans l'échantillon $\text{Pd}_{50}\text{Fe}_{35}$ en fonction de l'énergie d'injection. Nous avons vu dans le Chapitre III que le courant I_E , injecté depuis le vide vérifie la relation $I_E = I_B + I_C$ où I_B est le courant dans la base métallique et I_C le courant collecté dans le semi-conducteur. Lorsque la polarisation de spin du faisceau d'électrons incidents est modulée, le courant collecté dans le semi-conducteur est également modulé. Il est alors la somme d'une composante I_C^0 , indépendante du spin, et d'une composante ΔI_C qui dépend de l'orientation relative de la polarisation incidente et de l'aimantation de la couche de fer. La loi de conservation du courant impose alors que :

$$I_B = I_E - \left(I_C^0 \pm \frac{\Delta I_C}{2} \right) = I_B^0 \pm \frac{\Delta I_B}{2} \quad \text{Eq. IV. 8.}$$

où $I_B^0 = I_E - I_C^0$ est la partie indépendante du spin du courant mesuré en face avant et où $\Delta I_B = -\Delta I_C = \Delta I$. En principe, l'effet magnétique est donc mesurable sur les deux contacts de la

jonction, et seule la dynamique de la chaîne de détection détermine le choix du contact. D'autre part, comme dans le cas du détecteur à absorption, il existe une énergie E^* pour laquelle le courant absorbé par la couche métallique s'annule lorsque le faisceau incident est non polarisé ($T = 1$). Si on injecte à cette énergie particulière un faisceau d'électrons avec une polarisation $\pm P_0$ alors on mesurera $I_B = \pm \Delta I / 2$. La dépendance en spin de la transmission peut ainsi être estimée sur le contact métallique sans fond continu. Cette configuration permet une mesure commode de ΔI autour de zéro avec une très grande dynamique.

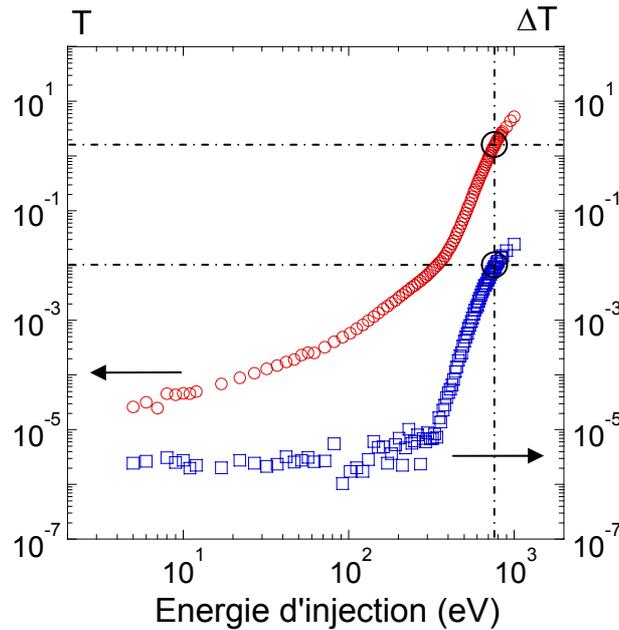


Figure IV. 5 : Transmission T et sa dépendance en spin ΔT en fonction de l'énergie d'injection en échelle logarithmique. Dans notre expérience, E^* est égale à 710 eV ; la transmission T vaut alors 1 et sa dépendance en spin ΔT est de l'ordre de $6 \cdot 10^{-3}$. Ces valeurs sont indiquées par un cercle.

Comme nous l'avons vu dans le Chapitre II, il est possible de mesurer la distribution en énergie (EDC) des électrons injectés dans la jonction en modulant le potentiel V_{cath} de la photocathode de GaAs. Lorsque l'on détecte l'EDC après transmission dans la jonction, on observe, pour une direction donnée de l'aimantation, une variation de son amplitude selon le signe de la polarisation incidente. Cependant, l'asymétrie du courant transmis étant de quelques 10^{-3} à haute énergie d'injection, cette variation est en général difficile à visualiser, et à basse énergie d'injection, si $A \approx 10^{-2}$, le rapport signal sur bruit de la mesure est insuffisant. Néanmoins, pour $E_p = E^*$, la détection du courant I_B sur le contact métallique de la jonction permet au contraire de visualiser les variations de l'EDC sans fond continu (Figure IV. 6).

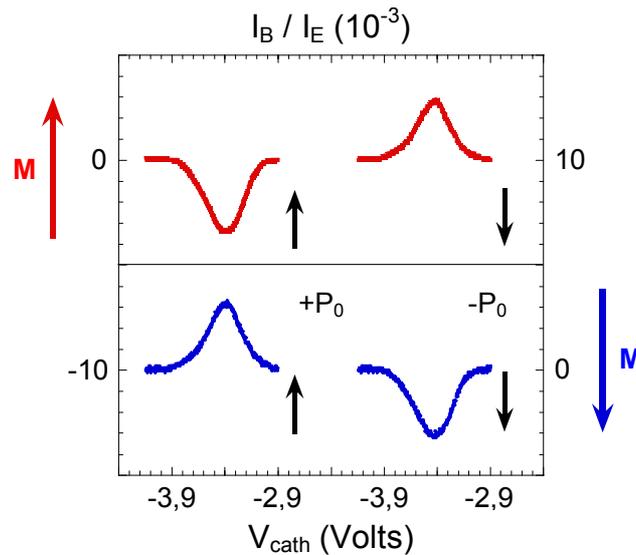


Figure IV. 6 : Distribution en énergie du courant I_B pour $E_p = E^*$. Chaque EDC est obtenue pour une direction particulière de la polarisation incidente et une orientation fixée de l'aimantation de la couche de fer. Ces EDC ont été moyennées temporellement pendant quelques secondes pour optimiser le rapport signal sur bruit.

La partie supérieure de la figure présente les deux EDC correspondant respectivement à une polarisation de spin des électrons incidents parallèle et antiparallèle à l'aimantation M de la couche de fer. La partie de l'EDC dépendant du spin est observée avec un contraste de 100%. Après retournement de l'aimantation, les deux EDC changent de signe de sorte que les spins majoritaires sont toujours mieux transmis (c'est-à-dire moins absorbés par le contact métallique) que les spins minoritaires.

Plaçons-nous maintenant à la valeur de V_{cath} correspondant à l'optimum de l'EDC et répétons ces mesures. La Figure IV. 7 représente, pour les deux orientations de l'aimantation de la couche de fer (+ M figure de gauche et - M figure de droite), la variation du courant I_B (normalisé à I_E) lorsque la polarisation de spin du faisceau incident est modulée entre $+P_0$ et $-P_0$ toutes les 2 ms. Ces mesures sont obtenues sans traitement du signal, ni moyenne temporelle. Elles permettent de déterminer le rapport signal sur bruit de la détection sur la sortie large bande du picoampèremètre (la bande passante est ici de 20 kHz).

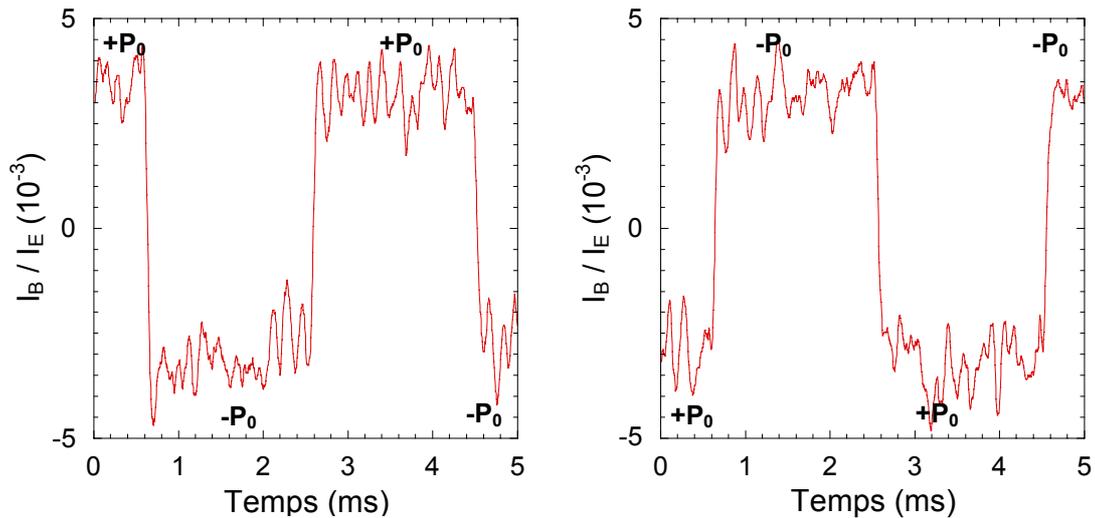


Figure IV. 7 : Courant I_B mesuré sur le contact métallique à l'énergie $E_p = E^*$, normalisé au courant incident I_E , lorsque la polarisation de spin du faisceau incident est modulée toute les 2 ms entre $+P_0$ et $-P_0$. Entre les deux courbes, l'aimantation M de la couche de fer a été renversée. Ces mesures sont obtenues sans traitement du signal.

La dépendance en spin de la transmission est obtenue en quelques ms avec un rapport signal sur bruit égal à 5. Les effets observés sont relativement importants puisqu'ils correspondent à une polarisation incidente modulée entre $\pm 25\%$; ils seraient quatre fois plus grands si le faisceau d'électrons incidents était totalement polarisé. A l'inverse, il suffit de moyennner temporellement quelques centaines de ms pour obtenir un rapport signal sur bruit permettant de déterminer l'amplitude du signal magnétique avec une précision de l'ordre du pour cent.

Remarquons d'autre part, qu'une mesure effectuée sur la face avant de l'échantillon permet, à l'énergie d'injection $E_p = E^*$, d'éliminer toutes les asymétries parasites ne dépendant pas de l'effet de filtre à spin. En effet, puisque I_B^0 est alors rigoureusement nul, les modulations résiduelles décrites au Chapitre II, et proportionnelles à l'intensité du courant, s'annulent également. Ainsi, pour $E_p = E^*$, I_B change de signe lorsque l'on change $+P_0$ en $-P_0$, ou $+M$ en $-M$. Lorsque $E_p \neq E^*$, I_B n'est plus totalement symétrique puisque l'asymétrie de spin à haute énergie d'injection, de l'ordre de quelques 10^{-3} , est du même ordre de grandeur que les différentes asymétries résiduelles.

IV. 2. 3 Influence des conditions de mesure sur δP_0

Expérimentalement, on constate que le niveau de bruit observé sur la Figure IV. 7 est indépendant du courant I_E . Le bruit qui limite la précision de la mesure du courant transmis n'est donc pas dû au bruit de grenaille. Or, si on évalue l'impact des différentes contributions au bruit total dans l'expression IV. 5 en se plaçant dans les mêmes conditions que celles de la Figure IV. 7 ($E_p = E^*$, $T = 1$, $F = 5.10^{-5}$, $\Delta v = 20$ kHz, $I_E = 100$ nA, $\tau = 300$ °K, $R_0 = 800$ k Ω , $\delta i = 0,5$ fA/ $\sqrt{\text{Hz}}$, $\delta v = 20$ nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$), on obtient :

$$- (2e\Delta v T I_E + T^2 2e\Delta v I_E) / (\delta I_C)^2 = 0,76$$

$$- (4k_B \tau \Delta v / R_0) / (\delta I_C)^2 = 0,23$$

$$- ((\delta i)^2 \Delta v) / (\delta I_C)^2 \approx 10^{-6}$$

$$- ((\delta v)^2 \Delta v / R_0^2) / (\delta I_C)^2 \approx 10^{-2}$$

Par conséquent, il est clair que l'on sous-estime l'impact de la chaîne de détection sur la précision de la mesure du courant transmis, et notamment du bruit en tension des picoampèremètres. Il est néanmoins instructif de conserver cette même expression de δI_C qui correspond au cas le plus favorable d'un point de vue de la chaîne de mesure et d'étudier l'écart à 1 dans le terme entre crochets de l'expression IV. 7 que l'on rappelle ici :

$$\delta P_0 \approx \sqrt{\frac{(1+2T)}{TS^2}} \sqrt{\frac{2e\Delta v}{I_E}} \alpha \quad \text{Eq. IV. 9.}$$

$$\alpha = \sqrt{\left[1 + \frac{4k_B \tau}{eR_0 T I_E (1+2T)} + \frac{(\delta i)^2}{e T I_E (1+2T)} + \frac{(\delta v)^2}{e T I_E R_0^2 (1+2T)} \right]} \quad \text{Eq. IV. 10.}$$

Sur la Figure IV. 8 sont reportées les variations de α pour différents courants incidents I_E et plusieurs résistances R_0 , à l'énergie particulière $E_p = E^*$ ($T = 1$). Pour une valeur donnée de I_E , α décroît quand R_0 augmente, illustrant l'impact de la qualité électrique de la jonction sur le rapport signal sur bruit de la mesure. Dans la limite où R_0 est infinie, le bruit de grenaille est le bruit dominant et α est peu différent de 1. Pour une jonction de résistance R_0 , α augmente rapidement lorsque I_E décroît, traduisant le fait que le niveau de bruit devient alors rapidement plus grand que le niveau de signal. Dans la gamme des courants compatibles avec les techniques de spectroscopies et de microscopies électroniques, autour de 1 pA, la mesure analogique d'une jonction Schottky de qualité moyenne ($R_0 = 1$ M Ω) est moins

performante de deux ordres de grandeur en matière de bruit qu'une détection en mode de comptage. Une amélioration significative de la qualité électrique des jonctions Schottky est indispensable si l'on veut rendre plus attractives les jonctions métal ferromagnétique / semi-conducteur d'un point de vue de leur application à la détection de spin.

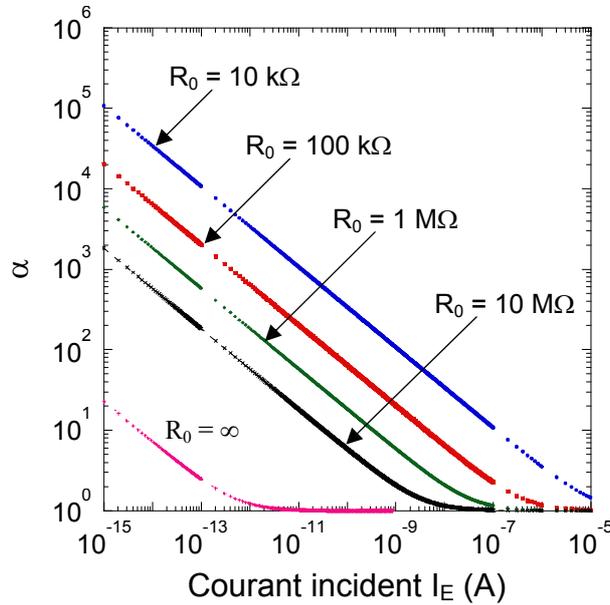


Figure IV. 8 : Variations de α en fonction du courant incident I_E pour différentes valeurs de la résistance R_0 de jonction et pour $E_p = E^*$ ($T = 1$). Lorsque R_0 est infinie, on élimine le bruit thermique et le bruit de la chaîne de détection. On retrouve alors la valeur de α quand seul le bruit de grenaille intervient.

IV. 3 Vers un détecteur de spin performant

En tant que détecteur de spin, les performances des jonctions métal ferromagnétique / semi-conducteur que nous avons étudiées sont actuellement limitées, non pas par leurs sensibilités intrinsèques, mais par deux aspects du mode de mesure qu'elles imposent :

- la détection analogique est en soi moins performante que le comptage qui permet de réaliser une préamplification (presque) parfaite,
- la mesure au travers d'une impédance finie est entachée du bruit thermique de cette impédance.

Néanmoins, ces limites peuvent être largement repoussées et l'optimisation d'un polarimètre à base de couches minces ferromagnétiques comme filtres à spin est tout à fait envisageable. De plus, ces systèmes offrent la possibilité de mesurer le vecteur polarisation d'un faisceau d'électrons. Une structure formée de plusieurs couches magnétiques découplées, d'axe de facile aimantation et de champs coercitifs différents, pourrait en effet permettre d'accéder aux trois composantes cartésiennes de la polarisation. Il est donc pertinent d'évaluer ces améliorations potentielles.

IV. 3. 1 Optimisation du polarimètre à filtre à spin

La Figure IV. 8 indique clairement l'importance de la qualité électrique de la jonction Schottky sur l'incertitude de la mesure de P_0 . Mais l'augmentation de R_0 passe par la maîtrise de l'interface métal ferromagnétique / semi-conducteur. Si beaucoup d'études ont été consacrées à la caractérisation des interfaces Fe / GaAs et Co / GaAs, les jonctions Schottky magnétiques les mieux adaptées à l'optimisation de R_0 restent les jonctions sur silicium. Il est en effet bien connu que le dépôt de nombreux métaux de transition M, notamment des métaux de transition ferromagnétiques, sur un substrat de silicium permet de former un siliciure (MSi_2), au caractère généralement métallique, très stable thermiquement et formant une interface abrupte avec le semi-conducteur. Les siliciures de cobalt, de fer et de nickel sont d'ailleurs utilisés depuis longtemps en microélectronique pour les transistors à base métallique.²² Ces siliciures peuvent être épitaxiés pour des épaisseurs inférieures au nanomètre et permettent de reprendre l'épitaxie d'une couche de métal ferromagnétique. D'autre part, le grand nombre de siliciures réalisables permet dans une certaine mesure de

²² E. Rosencher, S. Delage, Y. Campidelli and F. Arnaud d'Avitaya, *Transistor effect in monolithic Si/CoSi₂/Si epitaxial structures*, Electron. Lett. **20**, 762 (1984).

faire varier la hauteur Φ_B de barrière. Pour les plus faibles hauteurs de barrière, citons par exemple les siliciures de terres rares dont le contact Schottky est caractérisé par un Φ_B de 0,4 eV.²³

L'abaissement de la température de la jonction est également un moyen efficace d'augmenter la valeur de la résistance R_0 . En effet, la résistance d'une diode Schottky à polarisation nulle dépend fortement de la température :

$$R_0 = \frac{k_B \tau}{e I_0} \propto \frac{1}{\tau} e^{\frac{-e\Phi_B}{k_B \tau}} \quad \text{Eq. IV. 11.}$$

Diminuer la température d'un facteur trois en travaillant à 100°K plutôt qu'à température ambiante permet d'augmenter R_0 de plus de 20 ordres de grandeur ! En pratique, on est donc très rapidement limité par la résistance parallèle R_P de la jonction, qui est de quelques M Ω dans notre cas. Cependant, il est bien plus facile d'améliorer R_P de un à deux ordres de grandeur en limitant les courants de fuite par une croissance appropriée, que d'améliorer R_0 qui dépend fortement du couple métal / semi-conducteur, des conditions de dépôt, des états d'interface, ... Cette possibilité doit permettre d'atteindre des résistances $R_P = 100$ M Ω et ainsi de mesurer des courants inférieurs à la dizaine de fA.

Mais la solution la plus efficace pour améliorer la qualité de la jonction est de supprimer cette jonction, c'est-à-dire de supprimer le substrat semi-conducteur et de collecter les électrons transmis dans le vide. Cette solution présente un double intérêt : le détecteur a une impédance infinie et la collection des électrons dans le vide permet de travailler en mode de comptage. De plus, tout indique que les variations géantes de la transmission T et de sa dépendance en spin ΔT observées à haute énergie d'injection devraient se produire aussi bien dans des couches minces auto-suspendues. Ce type de système allierait tous les avantages des différents polarimètres : mode de comptage (mesure limitée par le bruit de grenaille), grande figure de mérite, compacité et stabilité dans le temps. Il est donc primordial d'étendre les mesures de transmission au travers de couches minces auto-suspendues pour de grandes énergies d'injection.

²³ H. Norde, J. de Sousa Pires, F. d'Heurle, F. Pesavento, S. Petersson and P. A. Tove, *The Schottky-barrier height of the contacts between some rare-earth metals (and silicides) and p-type silicon*, Appl. Phys. Lett. **38**, 865 (1981).

IV. 3. 2 Polarimètre pour la détection du "vecteur" polarisation

Les polarimètres généralement utilisés sont sensibles au mieux, à deux des composantes de la polarisation incidente et aucun polarimètre actuel ne permet de mesurer à la fois une composante transverse et la composante longitudinale de la polarisation.²⁴ Au contraire, les filtres à spin se prêtent naturellement à l'étude des différentes composantes de la polarisation, d'une part, parce qu'il est possible de modifier la direction d'aimantation par l'application d'un champ magnétique, et d'autre part, parce que l'on peut disposer d'une variété de configurations d'aimantation en utilisant des systèmes contenant plusieurs couches magnétiques. Si l'on, considère le cas de la jonction Schottky, la caractérisation magnéto-optique montre que la couche de fer est isotrope, et que la direction de l'aimantation peut être choisie de manière quelconque dans le plan de la couche. Elle constitue donc un détecteur de spin bidimensionnel. Par ailleurs, une bicouche ferromagnétique à aimantations perpendiculaires au plan autorise suffisamment de configurations pour déterminer la composante longitudinale de la polarisation incidente et pour calibrer la mesure sans l'utilisation d'une source de polarisation connue.¹⁹ Nous allons montrer dans cette partie que la réalisation d'une bicouche ferromagnétique à aimantations planaires et orthogonales permet de déterminer les trois composantes de la polarisation incidente et permet d'auto-calibrer la mesure. Cette bicouche pourrait constituer un détecteur de spin 3-D, compact, performant et compatible avec les techniques standards de spectroscopies et microscopies électroniques.

IV. 3. 2. 1 Précession de spin et filtre à spin

Dans un premier temps, nous cherchons à déterminer de manière générale l'expression de la polarisation de spin \vec{P} et de l'intensité I d'une distribution électronique de polarisation initiale \vec{P}_0 qui émerge d'une couche ferromagnétique. La détermination de ces deux quantités nous permettra dans un deuxième temps d'étudier facilement des systèmes à plusieurs couches magnétiques avec des aimantations quelconques. Dans tout ce qui va suivre, on ne considérera que la partie balistique du transport. On suppose donc que le processus de thermalisation est "terminé" et qu'une distribution électronique d'énergie moyenne Φ_B est injectée dans un filtre à spin. Pour décrire le transport d'un faisceau d'électrons polarisés dans

²⁴ Une détection des trois composantes peut néanmoins être obtenue en pivotant un polarimètre LEED de 90° autour de l'échantillon (voir la référence 5). Bien qu'astucieux, ce degré de liberté s'ajoute aux difficultés expérimentales du LEED et ne s'est pas généralisé.

pour la détection de spin

une couche ferromagnétique, nous utilisons le formalisme de la matrice densité, introduit par Siegmann pour l'étude des filtres à spin.²⁵ Un faisceau d'électrons polarisés est alors décrit par l'opérateur densité \hat{D} tel que :

$$\hat{D} = \frac{1}{2} \hat{I}d + \frac{1}{\hbar} \langle \mathbf{S} \rangle \cdot \hat{\sigma} \quad \text{Eq. IV. 12.}$$

où $\langle \mathbf{S} \rangle$ est la valeur moyenne du spin de l'électron, $\hat{\sigma}$ est l'opérateur de Pauli et $\hat{I}d$ est l'opérateur identité. L'évolution temporelle de l'opérateur densité dans le filtre à spin est donnée par

$$\hat{D}(t) = \hat{U}(t) \hat{D} \hat{U}(t)^+ \quad \text{Eq. IV. 13.}$$

où l'opérateur d'évolution $\hat{U}(t)$ ($\hat{U}(t)^+$ étant son adjoint) est relié au hamiltonien \hat{H} par la relation :²⁶

$$\hat{U}(t) = \exp\left(-\frac{i\hat{H}t}{\hbar}\right) \quad \text{Eq. IV. 14.}$$

Considérons un faisceau d'électrons polarisés injecté dans une couche ferromagnétique dont la direction d'aimantation définit l'axe de quantification. Soit \bar{u} cet axe. Notons E_+ et E_- les valeurs propres du Hamiltonien selon que les électrons ont un spin majoritaire "+" suivant $+\bar{u}$ ou un spin minoritaire "-" suivant $-\bar{u}$. Dans ce système "à deux niveaux", un faisceau d'électrons de polarisation quelconque subit un effet de précession. Tant que l'on décrit uniquement cet effet de précession, \hat{H} reste diagonal avec des valeurs propres réelles. L'écart en énergie correspondant est alors $\Delta E = E_- - E_+ = \hbar \Omega$ et Ω est positif puisque l'état de spin majoritaire est un état de plus basse énergie. Si l'on considère également l'effet de filtre à spin, nous devons traduire l'absorption différente des deux directions de spin dans la couche ferromagnétique. Ceci peut être introduit empiriquement dans le hamiltonien en ajoutant une contribution imaginaire à l'énergie.²⁷ Le hamiltonien \hat{H} s'écrit alors :

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} E_+ - i\varepsilon_+ & 0 \\ 0 & E_- - i\varepsilon_- \end{pmatrix} \quad \text{Eq. IV. 15.}$$

²⁵ H. C. Siegmann *Ultrathin magnetic structures and spin filter* in "Selected Topics on Electron Physics" edited by D. M. Campbell and H. Kleinpoppen, Plenum Press, New York and London, 1996.

²⁶ R. Balian, *Du microscopique au macroscopique*, pages 69 et 85, éditions Ellipses, Paris, 1982.

²⁷ C. Cohen-Tannoudji, B. Diu and F. Laloë, *Mécanique quantique*, page 939, éditions Hermann, Paris, 1977.

Remarquons toutefois que les parties imaginaires des énergies peuvent être reliées analytiquement aux sections efficaces de diffusion dépendant du spin.²⁸ Posons $T_+(t) = \exp(-i(E_+ - i\varepsilon_+)t/\hbar)$ et $T_-(t) = \exp(-i(E_- - i\varepsilon_-)t/\hbar)$. On en déduit l'opérateur densité $\hat{D}(t)$

$$\hat{D}(t) = \begin{pmatrix} d_{++}|T_+(t)|^2 & d_{+-}T_+(t)T_-(t)^* \\ d_{+-}^*T_+(t)^*T_-(t) & d_{--}|T_-(t)|^2 \end{pmatrix} \quad \text{Eq. IV. 16.}$$

où les d_{ij} sont les éléments de matrice de \hat{D} . Notons \hat{D}' la matrice densité du faisceau d'électrons émergent de la couche ferromagnétique. Le nombre d'électrons transmis avec un spin majoritaire ou minoritaire est :

$$\text{Tr}(\hat{D}'|\pm\rangle\langle\pm|) \quad \text{Eq. IV. 17.}$$

L'intensité transmise est $\text{Tr} \hat{D}'$ et la polarisation de spin du faisceau émergent est donnée par

$$P_\alpha = \frac{\text{Tr}(\hat{D}'\hat{\sigma}_\alpha)}{\text{Tr}(\hat{D}')} \quad \text{Eq. IV. 18.}$$

On déduit des deux relations précédentes les quantités qui nous intéressent : la polarisation \vec{P} et l'intensité $I(\vec{u})$ du faisceau d'électrons après la traversée de la couche ferromagnétique aimantée dans la direction \vec{u} :

$$\vec{P} = \frac{\hat{R}_{\Omega t}(\vec{u})\vec{P}_0 + \vec{S}}{1 + \vec{S} \cdot \vec{P}} \quad \text{Eq. IV. 19.}$$

$$I(\vec{u}) = I_0(1 + \vec{S} \cdot \vec{P}_0) \quad \text{Eq. IV. 20.}$$

où $\vec{S} = S\vec{u}$ est la fonction de Sherman de la couche, et I_0 est le courant correspondant à la transmission d'un faisceau non polarisé de spin ($P_0 = 0$), ou à la transmission d'un faisceau quelconque au travers d'une couche non magnétique ($S = 0$). Dans l'expression de \vec{P} , $\hat{R}_{\Omega t}$ est une matrice correspondant à la composition d'une rotation d'un angle Ωt (t est le temps de traversée de la couche et Ω la vitesse angulaire de précession) et d'une homothétie de rapport $\sqrt{1 - S^2}$.²⁹

Considérons le cas particulier, étudié expérimentalement par Oberli et al.,³⁰ où un faisceau d'électrons de polarisation longitudinale suivant l'axe \vec{z} traverse balistiquement une

²⁸ H.-J. Drouhin, *Fundamentals of spin filtering in ferromagnetic metals with application to spin sensors*, in *Handbook of infrared technologies*, edited by H. Henini and M. Razeghi, Elsevier, 2003.

²⁹ H.-J. Drouhin and N. Rougemaille, *Spin filtering in ferromagnetic bilayers*, J. Appl. Phys. **91**, 9948, 2002.

couche ferromagnétique aimantée suivant \vec{x} (Figure IV. 9). L'effet de filtre à spin dans la couche ferromagnétique tend à aligner la polarisation initiale le long de l'axe de l'aimantation, et l'effet de précession fait tourner \vec{P}_0 autour de cet axe. La polarisation \vec{P} émergente a donc des composantes sur les trois axes \vec{x} , \vec{y} et \vec{z} . Les équations IV. 19 et IV. 20 permettent de montrer que \vec{P} s'écrit :

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} S \\ P_0 \sqrt{1-S^2} \sin \Omega t \\ P_0 \sqrt{1-S^2} \cos \Omega t \end{pmatrix} \quad \text{Eq. IV. 21.}$$

On retrouve bien dans ce cas, le résultat simple que l'on déduit de considérations géométriques : le filtre à spin fait tourner la polarisation dans le plan défini par le spin incident et le spin majoritaire d'un angle $\text{Arcan}\sqrt{S^2/(1-S^2)}$, et la précession fait tourner la polarisation autour de l'aimantation d'un angle Ωt . La mesure de la polarisation émergente avec un polarimètre de Mott a permis à Oberli et al. de déterminer la fonction de Sherman S et l'angle de précession Ωt dans une couche or / cobalt / or.

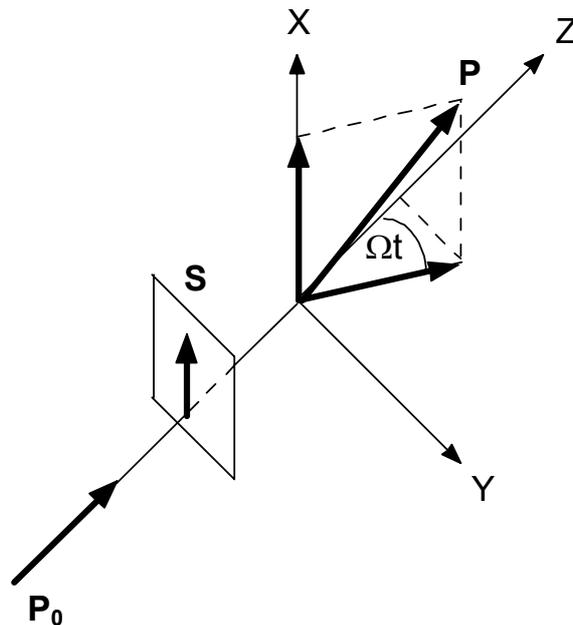


Figure IV. 9 : Principe de l'expérience. Un faisceau d'électrons de polarisation \vec{P}_0 suivant \vec{z} est injecté dans une couche ferromagnétique aimantée suivant \vec{x} de fonction de Sherman \vec{S} . L'effet de filtre à spin tend à aligner la polarisation \vec{P}_0 suivant l'axe de l'aimantation et l'effet de précession fait tourner \vec{P}_0 autour de \vec{x} .

³⁰ D. Oberli, R. Burgermeister, S. Riesen, W. Weber and H. C. Siegmann, *Total scattering cross section and spin motion of low energy electrons passing through a ferromagnet*, Phys. Rev. Lett. **81**, 4228 (1998).

IV. 3. 2. 2 Bicouche ferromagnétique à aimantations planaires quelconques

Considérons le cas particulier d'une bicouche ferromagnétique dont les aimantations peuvent être orientées de manière quelconque dans le plan (x, y) des couches, indépendamment l'une de l'autre. Définissons la base directe normée $(\vec{u}_1, \vec{u}_2, \vec{w})$, où \vec{u}_1 et \vec{u}_2 sont des vecteurs unitaires, non colinéaires et contenus dans le plan (x, y) tels que $\vec{u}_1 \otimes \vec{u}_2 = \vec{w}$. Soient $\vec{S}_1 = S_1 \vec{u}_1$ et $\vec{S}_2 = S_2 \vec{u}_2$ les fonctions de Sherman de la première et de la deuxième couche respectivement. En l'absence d'interférence quantique, la transmission au travers de la bicouche est le produit des transmissions de chacune des couches et le courant transmis $I(\vec{u}_1, \vec{u}_2)$ s'écrit :

$$I(\vec{u}_1, \vec{u}_2) = I_0 (1 + \vec{S}_1 \cdot \vec{P}_0) (1 + \vec{S}_2 \cdot \vec{P}_1) \quad \text{Eq. IV. 22.}$$

où \vec{P}_1 est la polarisation du faisceau sortant de la première couche, et entrant dans la seconde. On en déduit alors que :

$$I(\vec{u}_1, \vec{u}_2) = I_0 (1 + S_1 S_2 \vec{u}_1 \cdot \vec{u}_2 + S_1 (\vec{P}_0 \cdot \vec{u}_1) + S_2 (\mathbf{R}_{\Omega t} \vec{P}_0 \cdot \vec{u}_2)) \quad \text{Eq. IV. 23.}$$

La contribution $1 + S_1 S_2 \vec{u}_1 \cdot \vec{u}_2$ ne dépend pas de la polarisation incidente et est une fonction de l'orientation relative du "polariseur" et de "l'analyseur" ; $S_1 (\vec{P}_0 \cdot \vec{u}_1)$ résulte simplement du filtrage en spin dans la première couche alors que $S_2 (\mathbf{R}_{\Omega t} \vec{P}_0 \cdot \vec{u}_2)$ est la contribution du second filtre à spin qui agit sur la composante de \vec{P}_0 ayant tourné autour de l'aimantation de la première couche.

IV. 3. 2. 3 Bicouche ferromagnétique à aimantations planaires orthogonales

Considérons à présent le cas d'une bicouche à aimantations planaires orthogonales. On a donc $\vec{u}_1 \cdot \vec{u}_2 = 0$. Soient $\vec{u}_1 = \vec{x}$, $\vec{u}_2 = \vec{y}$, $\vec{w} = \vec{z}$ et notons $I(\pm \pm)$ le courant transmis dans cette bicouche quand $\vec{u}_1 = \pm \vec{x}$ et $\vec{u}_2 = \pm \vec{y}$. L'équation IV. 23 permet d'obtenir les quatre relations suivantes :

$$\frac{I(++) + I(+-)}{2} = I_0 (1 + S_1 (\vec{P}_0 \cdot \vec{x})) = I_0 (1 + S_x (\vec{P}_0 \cdot \vec{x})) \quad \text{Eq. IV. 24.}$$

en posant $S_x = S_1$

$$\frac{I(++) + I(-+)}{2} = I_0 (1 + S_2 \sqrt{1 - S_1^2} \cos \Omega t (\vec{P}_0 \cdot \vec{y})) = I_0 (1 + S_y (\vec{P}_0 \cdot \vec{y})) \quad \text{Eq. IV. 25.}$$

pour la détection de spin

avec $S_y = S_2 \sqrt{1 - S_1^2} \cos \Omega t$

$$\frac{I(++)+I(--)}{2} = I_0 \left(1 + S_2 \sqrt{1 - S_1^2} \sin \Omega t (\vec{P}_0 \cdot \vec{z}) \right) = I_0 \left(1 + S_z (\vec{P}_0 \cdot \vec{z}) \right) \quad \text{Eq. IV. 26.}$$

où $S_z = S_2 \sqrt{1 - S_1^2} \sin \Omega t$

$$I_0 = \frac{(I(++)+I(--)+I(+ -)+I(- +))}{4} \quad \text{Eq. IV. 27.}$$

Les trois premières relations définissent les fonctions de Sherman S_x , S_y et S_z de l'ensemble de la structure dans les trois directions de mesure. Remarquons que chaque composante de la polarisation initiale a été isolée par ces trois combinaisons avec seulement deux couches magnétiques. Puisque renverser l'aimantation d'une des couches change la direction de $\vec{w} = \vec{u}_1 \otimes \vec{u}_2$, deux couches seulement sont nécessaires pour déterminer les trois composantes de la polarisation incidente, comme s'il y avait une troisième couche "virtuelle" dans la direction \vec{z} .

Si la structure permet d'aimanter les deux couches dans la même direction, suivant \vec{x} d'abord puis suivant \vec{y} , on peut alors préparer le système dans quatre autres configurations : deux où les aimantations sont parallèles et deux où elles sont antiparallèles. On détermine ainsi $\vec{P}_0 \cdot \vec{x}$, $\vec{P}_0 \cdot \vec{y}$ et les fonctions de Sherman S_1 et S_2 .¹⁹ Des équations IV. 24-27, on déduit l'angle de précession Ωt , et donc la troisième composante de la polarisation $\vec{P}_0 \cdot \vec{z}$. La réalisation d'un bicouche ferromagnétique dont les aimantations peuvent être choisies indépendamment dans les directions \vec{x} et \vec{y} permet de mesurer les trois composantes de la polarisation incidente, les fonctions de Sherman des deux couches et l'angle de précession. Conceptuellement, elle constitue un détecteur de polarisation tridimensionnel et auto-calibré. Elle permet de plus, à partir de simples mesures de courant transmis, d'étudier la précession de la polarisation incidente autour de l'aimantation de la première couche.

IV. 4 Conclusion

La variation géante de la dépendance en spin du courant transmis en fonction de l'énergie d'injection dans une jonction Fe / GaAs ouvre des perspectives nouvelles pour l'application des filtres à spin à la détection de polarisation. Si les résultats obtenus pour la jonction Schottky Pd₅₀Fe₃₅ du Chapitre III ne permettent pas d'envisager son utilisation immédiate comme polarimètre pour des expériences mettant en jeu de très faibles courants, sa grande simplicité de conception et de fonctionnement, ainsi que sa stabilité dans le temps la rendent particulièrement attractive. Pour optimiser les performances de la jonction Schottky pour la détection de spin, il est indispensable de poursuivre ces études sur des systèmes mieux adaptés à l'obtention de jonctions idéales comme les siliciures. Des essais à basses températures, mais facilement accessibles (100°K), devraient alors permettre d'atteindre des grandes résistances de jonction, limitées cependant par la résistance parallèle R_p , et d'obtenir des performances comparables à celles d'un détecteur de Mott standard pour des courants incidents de l'ordre de quelques centaines de picoampères. Pour aller plus loin, la solution la plus prometteuse consiste à travailler avec une couche mince ferromagnétique auto-suspendue pour faire ressortir les électrons dans le vide et fonctionner en mode de comptage. De plus, l'existence d'un gain supérieur à un dans les jonctions Schottky ouvre également d'autres perspectives pour l'étude systématique de structures multicouches, et notamment de bicouches ferromagnétiques à aimantations planaires orthogonales pour la mise au point d'un détecteur 3-D et pour l'étude des effets de précession de polarisation.

Conclusion et perspectives

Nous avons présenté une étude expérimentale sur le transport d'électrons chauds, polarisés de spin, dans une jonction métal ferromagnétique / semi-conducteur. La configuration dans laquelle nous avons mené cette étude de transport est inhabituelle, dans la mesure où les électrons sont injectés dans la couche métallique depuis le vide, avec une polarisation de spin et une énergie contrôlées. Le courant transmis au travers de la jonction Schottky est alors mesuré en fonction de l'orientation relative de la polarisation des électrons incidents et de l'aimantation de la couche magnétique, pour des énergies d'injection comprises entre 5 et 1000 eV. Dans ce domaine d'énergie, qui n'avait pas été exploré jusqu'alors, nous avons pu accéder à des régimes de transport favorisant l'apparition d'effets géants de transmission dépendant du spin.

Ce travail soulève un certain nombre de questions sur l'origine physique des effets observés. En particulier, si la transmission dépendant du spin à "basse" énergie a clairement pour unique origine un effet de filtre à spin, l'augmentation de l'asymétrie de spin, mesurée sur la transmission pour des énergies d'injection de quelques centaines d'électrons volts, fait certainement intervenir un mécanisme supplémentaire, non encore élucidé, de transport dépendant du spin. Si l'on veut répondre à ces questions, il serait maintenant judicieux d'acquérir des informations spectroscopiques sur la distribution en énergie et en polarisation du courant transmis au travers de la couche magnétique. Ces informations pourraient être obtenues par des mesures de transmission à hautes énergies d'injection au travers de couches minces ferromagnétiques auto-suspendues.

Par ailleurs, nos expériences ouvrent des perspectives nouvelles pour le développement de polarimètres de spin électronique à base de filtres à spin. Compte tenu de l'amplitude des effets observés pour des énergies d'injection de l'ordre du keV, il devrait être possible de développer un détecteur de spin présentant des propriétés avantageuses en comparaison des détecteurs existants. Tout d'abord, la compacité du système, sa facilité de mise en œuvre et d'utilisation, et sa compatibilité avec une large gamme d'expérience de vide,

Conclusion

sont des caractéristiques inégalées. Quant à ses performances, en considérant l'utilisation de structures multicouches ferromagnétiques auto-suspendues à des énergies d'injection de l'ordre du keV, il serait possible de bénéficier pleinement des figures de mérite élevées de ces systèmes et de détecter les trois composantes de la polarisation, ce qui ne peut être obtenu avec aucun autre détecteur actuel.

Enfin, il est intéressant d'analyser comment les expériences que nous avons menées se positionnent dans le contexte général de l'électronique de spin. Les problèmes principaux qui se posent dans ce domaine concernent *l'injection, la manipulation et la mesure du spin* dans les solides magnétiques et semi-conducteurs, et aux jonctions entre ces matériaux. Jusqu'à présent, les expériences de transmission dans les jonctions Schottky n'ont été exploitées que pour mettre en évidence des effets de filtre à spin. Mais si l'on s'intéresse au spin des électrons qui sont injectés depuis le métal dans le semi-conducteur, de nouvelles perspectives se dégagent.

- *L'injection* de porteurs (polarisés ou non) d'un métal (magnétique ou non) dans un semi-conducteur est un problème difficile du fait de la barrière qui existe à la jonction entre ces matériaux. Dans nos expériences, lorsque les électrons incidents ont une énergie élevée, l'excitation d'une cascade d'électrons secondaires induit une transmission supérieure à 1, c'est-à-dire un "gain" en courant collecté dans le semi-conducteur. On dispose ainsi d'un moyen d'injecter, au-dessus de la barrière Schottky, un fort courant du métal ferromagnétique dans le semi-conducteur sans avoir à appliquer une tension de polarisation à la jonction. De plus, ces électrons injectés dans le semi-conducteur, avec une énergie voisine de la hauteur de barrière, ont en principe une polarisation de spin égale à la fonction de Sherman de la couche magnétique seule, c'est-à-dire typiquement 60%.
- Dans le semi-conducteur, il est envisageable de *manipuler* la polarisation de spin des électrons de conduction injectés si l'on dispose d'un champ magnétique interne. Un tel champ peut exister dans une région de charge d'espace¹ ou dans les conditions de polarisation dynamique des noyaux.²
- *La mesure* de l'évolution de la polarisation de spin des électrons au cours du transport dans le semi-conducteur peut être obtenue de différentes façons. La mesure de la polarisation de la

¹ H. Riechert, H.-J. Drouhin and C. Hermann, *Energy-resolved study of the spin precession in photoemission from activated (110) GaAs*, Phys. Rev. B **38**, 4136 (1988).

² G. Lampel, *Nuclear dynamic polarization by optical electronic saturation and optical pumping in semiconductors*, Phys. Rev. Lett. **20**, 491 (1968).

Conclusion

luminescence en est une qui a déjà été largement utilisée.^{3,4,5,6} La collection de ces électrons dans un contact magnétique en est une autre.⁷ Dans ce dernier cas, notons que le problème semble moins critique que celui de l'injection d'électrons polarisés depuis un métal dans un semi-conducteur.

A la lumière de ces considérations, il apparaît que les expériences de transmission d'électrons polarisés de spin dans les jonctions métal ferromagnétique / semi-conducteur pourraient être des techniques pertinentes pour l'étude des problèmes principaux qui se posent dans le domaine de l'électronique de spin.

³ S. F. Alvarado and P. Renaud, *Observation of spin-polarized-electron tunneling from a ferromagnet into GaAs*, Phys. Rev. Lett. **68**, 1387 (1992).

⁴ P. Bréchet, *Cathodoluminescence de GaAs à très basse énergie d'injection*, thèse de doctorat, Université Paris VI, 1989.

⁵ B. Fromme, H. Bromme, D. Göckel and W. Raith, *Emission of circularly polarized recombination radiation from p-doped GaAsP bombarded with longitudinally polarized electrons*, Phys. Lett. **A118**, 260 (1986).

⁶ B. Fromme, G. Baum, D. Göckel and W. Raith, *Emission of circularly polarized recombination radiation from p-doped GaAs and GaAs_{0,62}P_{0,38} under the impact of polarized electrons*, Phys. Rev. B **40**, 12312 (1989).

⁷ S. Datta and B. Das, *Electronic analog of the electro-optic modulator*, App. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).